

Title	物性研究所短期研究会「1 ° K以下の生成とその温度域での物理」
Author(s)	
Citation	物性研究 (1969), 12(6): 473-489
Issue Date	1969-09-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/87207
Right	
Type	Others
Textversion	publisher

に寄与している形になっている。

詳しいところは下の文献をあたられるとよい。

文 献

- 1) T. Ohmi, T. Tsuneto, T. Usui, Prog. Theor. Phys. 41
(1969) 1395

3a 稀薄合金の問題点

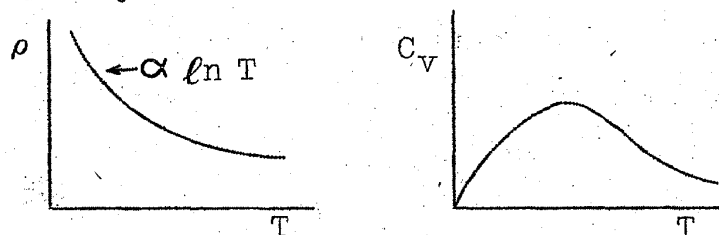
Kondo 効果についての最近の理論的うごきについて定性的に報告した。

[1] Suhl の scattering theory による s-d exchange model

Suhl の理論を改良して Suhl-Wong³⁾ が理論を展開した。高温では電気抵抗 ρ は摂動論から出した結果と一致し、低温でその表示はある温度で発散する。すなわち、physical plane で pole が出る。これを S-W は $T \rightarrow 0$ まで解析的に接続するようにした。これによって scattering theory による s-d exchange model の理論は一応の解に達した。

もう一つ、二時間 Green 函数を使った Nagacka の decoupling model⁴⁾ があり、Hamann⁵⁾ によってよりよい近似解に達し、Hamann-Bloomfield⁶⁾ によって比熱が計算された。さらに Zittertz-Muller-Hartmann⁷⁾ によって Nagacka equation の exact solution が得られた。これによって decoupling model による一応の解に至達した。同時に Zittertz は Suhl の立場と Nagacka の decoupling model とは equivalent であることを示した。それによると $\rho-T$, C_2-T 図において第1図のような定性的結果を得た。実験的には不一致の点もあるけれども $\ln T$ の異常と比熱の山等は定性的に見出されている。

第1図



ここまでの理論的最終結論での問題点をあげると以下のように整理できる。

- (1) $\left. \frac{d\rho}{dT} \right|_{T=0} \rightarrow \infty$ 電気抵抗の $T=0$ での微分が発散する。
- (2) $S(T=0) \neq 0$ 絶対零度における entropy が残り残留 entropy を spin に換算すると良い数にならない。
- (3) $\chi_{T=0} \rightarrow -\infty$ localized spin の帯磁率 χ が $T=0$ で発散する。

結局 decoupling model では ground state は完全に $s=0$ になっていない。これが Suhl-Nagaoka 理論の現状である。

[II] ground state を調べる方法

Yoshida らは ground state は singlet であるということを guiding principle にして絶対零度での波動関数⁸⁾, energy^{8), 9)} を計算し、伝導電子の分極、あるいは局在スピンの伝導電子がどれだけとらえられているかを調べている。Ishii¹¹⁾ は主に外部磁場がかかった場合について調べている。できれば $T=0$ から有限の T まで拡張することであるが、その前に ground state の状態から kondo の効果の基本的なところを調べたい。

今、局在スピン (α) に対して伝導電子が逆むきに 1 ケつかまっている状態から出発すると最終状態ではこの伝導電子の数は $1/2$ で安定なり。局在スピン (α) と平行スピンの hole $1/2$ ケがとられる。これに外部磁場をかけた場合の phase shift を計算することができる。 $T=0$ でこの phase shift から電気抵抗 $\rho(H)$ を算出し、 $\rho(H)$ には $\ln H$ の項は入っていない。摂動論で計算すると $\ln H$ の項が入ってくる。しかし上記 $\rho(H)$ の中には近似的に $\ln H$ に相当する部分がある。しかし $\rho(H)$ が $\ln H$ になるのは近似上の問題であると思われる。

[III] spin fluctuation model

s-d exchange model は [I] において述べたような結果になったけれども Suhl¹²⁾ は稀薄合金について s-d exchange model 自身が十分な model であるかどうか疑問をむけている。Anderson あるいは Welf の Hamiltonian, すなわち局在した impurity potential と Coulomb 相互作用だ

けを含む Hamiltonian から出発する方が良いのではないかと考えた。

Yoshida らは u/Δ が大きい極限では s-d Hamiltonian は正しいので、その s-d Hamiltonian のような簡単 model で問題が解けなければ事情は明らかにならないと考えている。この Suhl の計算は spin fluctuation (S-F) の考え方である。S-F の考え方は古くからあったけれども Doniach-Engelsberg¹³⁾ あるいは Berg-Schrieffer¹⁴⁾ の理論によってあらためてその重要性が確認された。これらの理論は RPA 近似であって帯磁率 χ は次式で与えられる。

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 - u\chi_0} \quad (1)$$

u : Coalcmb 相互作用

$1 - u\chi_0 = 0$ で χ は発散する。したがって S-F model で稀薄合金の問題を解こうとすると、かならず $1 - u\chi_0 = 0$ のところがあって局在磁気能率が induce される。この critical な現象がおこったあとでは s-d exchange model になる。

Suhl によると χ_0 を d-電子の Green 函数 G_d^0 で書いて χ を出すと Self-energy Σ が χ の函数 $\Sigma(\chi)$ になり、Renormalized RPA (RRPA) で計算すると χ は発散しない。最初の論文はこの考え方で Kondo 効果でない部分の χ を計算した。¹⁵⁾

Levine-Suhl¹⁵⁾ は Suhl の方法で近似を進め、数値計算によって χ を計算し、Levine-Ramakrishnan-Weiner¹⁶⁾ が ρ を計算した。その結果によると $\rho-T$ では $\ln T$ に相当する部分、 $\chi-T$ では Curie-Weiss 的な部分がでており $T=0$ で χ は発散しない。ここでは L-R-W の結果で $\ln T$ の傾向を含めて正しいだろうと考えている。Suhl の group は基礎方程式から解析的ではなく数値計算しているので、はっきりしたことはわからないが、原点での χ の singularity がなくなっているので $T=0$ では ground state は singlet であろうというようになった。その後 Rivier-Zuckerman¹⁷⁾ は S-F 的な考え方で u の小さいところで ρ を計算しても $\ln T$ に相当する項を見出した。これまでの S-F の理論は数値計算による結果で解析的

研究会報告

にどうなっているか、Kondo 効果が含まれているのかどうか問題になっている。

以上が三つの group の結果であるが最近の問題についてふれておく。

一つは S-F の考え方で RRPA 近似によって解析的に Δ/u -dependence を出す試みである。Hamann は Anderson Hamiltonian から出発し Suhl の立場で (2) 式を Self-consistent にして解析的に解く。

$$\begin{aligned} G_d &\rightarrow \frac{1}{\epsilon + i\Delta + \Sigma} \\ x_0 &\rightarrow x \\ \Sigma &\rightarrow \Sigma(x, G) \end{aligned} \quad (2)$$

その結果は高温で (3) 式になる。

$$x = \frac{C'}{T} \quad (3)$$

但し $\Delta/u \rightarrow 0$ にしたがって $C' \rightarrow 0$ となる。

低温では (4) 式で x が与えられる。

$$\begin{aligned} x &= \frac{ic}{\omega + iT_S} \\ T_S &\propto e^{-\left(\frac{1}{J\rho}\right)^2} \end{aligned} \quad (4)$$

T_S は d-spin の Relaxation Time のようなものである。Kondo Temperature T_K に相当する T_S が $e^{-\left(\frac{1}{J\rho}\right)^2}$ の形になっているので T_K にくらべて非常に低温になってこよう。 ρ や x はこの T_S によって特徴づけられる。この範囲では Kondo 効果になるような Diagram は含まれていない。Kuroda も同様の結論に達している。

最近例に二つの論文がでている。

1) Hamann

2) Wang - Evensen - Sdrieff

W-E-S は Anderson model から出発して Hamiltonian の 4 次の項を (5) 式の積分の identity を用いて二次形式に書きかえ状態和を計算した。この方法では operator に関して linear になるかわりに、函数 $\xi(\tau)$ を導入するので、この函数をうまく使うことによって状態和を計算することができる。

$$e^{-\beta u n_{\uparrow}^2} \rightarrow \int d\xi e^{-\int \beta \xi(\tau) u n_{\uparrow}(\tau) d\tau} \quad (5)$$

W-E-S では Kondo 効果を導出するところまでに至っていない。 χ の結果は

$$\begin{aligned} \frac{u}{\Delta} \text{ が大きい場合} & \quad \chi : \text{Curie law} \\ & \quad \text{Curie Constant : 正常値} \\ \frac{u}{\Delta} \text{ が小さい場合} & \quad \chi : \text{Pauli 常磁性} \end{aligned}$$

結果的には Kondo 効果についてはふれていない。Hamann は Kondo 効果のところを計算している。上記の方法で状態和から ground state の energy を計算して、(6) 式の結果を得ている。

$$\begin{aligned} E &= E_{H.F.} - E_A \\ E_A &= u e^{-\frac{u}{\Delta}} \end{aligned} \quad (6)$$

ここで Kondo 効果と函数 set $\xi(\tau)$ との関係は明らかになっていない。 $\xi(\tau)$ の知識を明らかにする仕事ののこっている。摂動論をさけて状態和を計算する方法として Hamann, W-E-S の方法がいかに発展するかはわからない。

次に Müller-Hartmann-Zittertz が Suhl-Nagaoka の方法によって Zittertz が得た exact solution から ground state の energy を計算して (7) 式を得た。

$$E = E_{\text{normal}} + E_{\text{anomalous}}$$

$$E_A = (-1)^{s-1} D e^{-\frac{1}{J\rho}} \quad (7)$$

D ; band 巾

(7) 式のように E_N と E_A との分離ができるのは s が整数の場合であって $s-1$ が odd か even かで E_A の符号が変わるのは理解しがたい。 $s = \frac{1}{2}$ の場合には一種の積分形式で分離する。この分離形式にすると J が正でも負でも E_A が現われる。これは計算上の問題か Nagacka の decoupling の本質的な問題なのか明らかでない。

最後に実験的な話しをつけ加えておく。 $\text{Cu}-\text{Mn}$ 系の場合 ESR の巾 $1/T_1$ を摂動論の方法で計算すると (8) 式で与えられる。

$$\frac{1}{T_1} = kT \frac{1}{1 - \frac{\rho J}{N} \ln \frac{kT}{D}} \quad (8)$$

χ の場合には異常項は $(\frac{\rho J}{N})^2 \ln \frac{kT}{D}$ が分母にでてくる。今までの実験結果からは $1/T_1$ に関して異常な部分はみあたらない。これは有効な T_1 が T_{sd} と T_{ds} の比がきまらるだろうから異常項が相殺しているのかもしれない。 T_{sd} の効果を何らかの方法でおとすことができれば T_{ds} だけの効果から T_1 の異常項を見いだせるかもしれない。

以上が芳田氏の話しでした。稀薄合金についてはいくつかの解説もあるし、物性研の研究会報告が詳しく物性論研究にもでているので参照されるとよい。外に久米氏の Comment もあったが、dilution Refrigerator が一般化していない現状では測定可能な温度域に制限されて物質系を選択しなければならない。

結局 $\text{Ag}-\text{Mn}$ 系等についての NMR 等を含めての実験計画的な話しがあった程度である。

文 献

- 1) 芳田 奎 ; 物性 9 (1968) 169
- 2) 近藤 淳 ; 日本物理学会誌 24 (1969) 359
- 3) H. Suhl, D. Weng ; Physics 3 (1967) 17
- 4) Y. Nagacka ; Phy. Rev. 138 (1965) A1112
- 5) D. R. Hamann ; Phys. Rev. 158 (1967) 570
- 6) P. E. Blccmfield, D. R. Hamann ; Phys. Rev. 164 (1967) 857
- 7) J. Zittertz, E. Müller-Hartmann ; Z. Phys. 212 (1968) 380
- 8) K. Ycshida ; Phgs. Rev. 147 (1966) 223
Prog. Thecr. Phys. 36 (1966) 875
- 9) A. Okiji ; Prog. Thecr. Phys. 36 (1966) 712
- 10) A. Ycshimcri ; Technical Report of ISSP, A, 356 (1969)
- 11) H. Ishii, K. Ycshida ; Prog. Thecr. Phys. 38 (1967) 61
H. Ishii, Prog. Thecr. Phys.
- 12) H. Suhl, Phys. Rev. Letters 19 (1967) 442
- 13) S. Dcniach, S. Engelsterg ; Phys. Rev. Letters 17 (1966) 750
- 14) N. F. Berg, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. Letters 17 (1966) 433
- 15) M. J. Levine, H. Suhl ; Phys. Rev. 171 (1968) 567
- 16) M. J. Levine, T. V. Ramakrishnan, R. A. Weiner, Phys. Rev. Letters 20 (1968) 1370
- 17) N. Rivier, M. J. Zuckerman ; Phys. Rev. Letters. 21 (1968) 904

4 微 粒 子

金属微粒子はいくつかの物理的性質が bulk の試料と異った性質を示す。¹⁾
 約 100 \AA 程度の直径の金属微粒子を考える。もし, Surface とか不純物等があったとしても, それらを含めた系の固有状態に対応する energy level は sharp にきまっているものであって, $\hbar/v_f = \tau$ として $1/\tau$ 程度の energy の巾があると考えるのは正しくない。粒子の集合系を考えると 100 \AA 程度の大きさの粒子では電子数は保存されており, 平均の energy level の間かく δ は次式で与えられる程度である。

$$\delta \sim \frac{1}{N(\epsilon)} \sim \frac{E_f}{N} \quad (1)$$

$N(\epsilon)$: state density

N : 1 粒子中の電子数

E_f : Fermi energy

今この系である energy level の上 Δ だけはなれたところにある level の分布確率を $p(\Delta)$ とすると, これによって物理的量が計算できる。 $p(\Delta)$ は random matrix theory²⁾ の考え方からきめられる。この $p(\Delta)$ は Hamiltonian の性質によって規定され, 主に三つの場合にわけられる。

① $H=0$ (外部磁場: H) $\mathcal{H}_{\ell s} = 0$

外部磁場がなく spin-orbit coupling がない場合 $\mathcal{H}^\times = \mathcal{H}$ である。
 は real である。

$p(\Delta) \propto \Delta^n$ としたとき

$n=1$

② $H=0$, $\mathcal{H}_{\ell s}$ が大きい

$\mathcal{H}^\times = \mathcal{H}$ であるが time reversal symmetry がある場合

$n=4$

③ H : 強い

time Reversal symmetry がやぶれる。

$n=2$

上記の場合についていくつかの物理的量について述べる。

a) 電子比熱

$$C_V \propto T^{n+1} \quad \text{但し } kT \ll \delta \quad (2)$$

実験的には微粒子について orbital の効果を出したものはまだない。

b) Pauli の常磁性帯磁率

外部磁場 H が強い場合は linear response ではないので、まず 1) の場合について考える。

$$\chi \propto T \quad \text{但し } N : \text{even} \quad (3)$$

$$\chi \propto \frac{\mu_B^2}{T} \quad N : \text{odd} \quad (4)$$

(4) 式の χ の温度依存性は微粒子に特徴的なものである。これに関する ESR は高温域でも低温域でも基本的変化がないのでここではふれない。

NMR の spectrum には微粒子に特徴的なことがみられる。今電子の orbital level が discrete になっているとスピン反転にともなう energy を軌道運動がちょうど補償できる場合がすくなくなると、relaxation は微粒子になるにつれて Quench されると考えて良い。Knight shift (K_S) については二つの場合で異っている。

a) $N = \text{odd}$ の場合

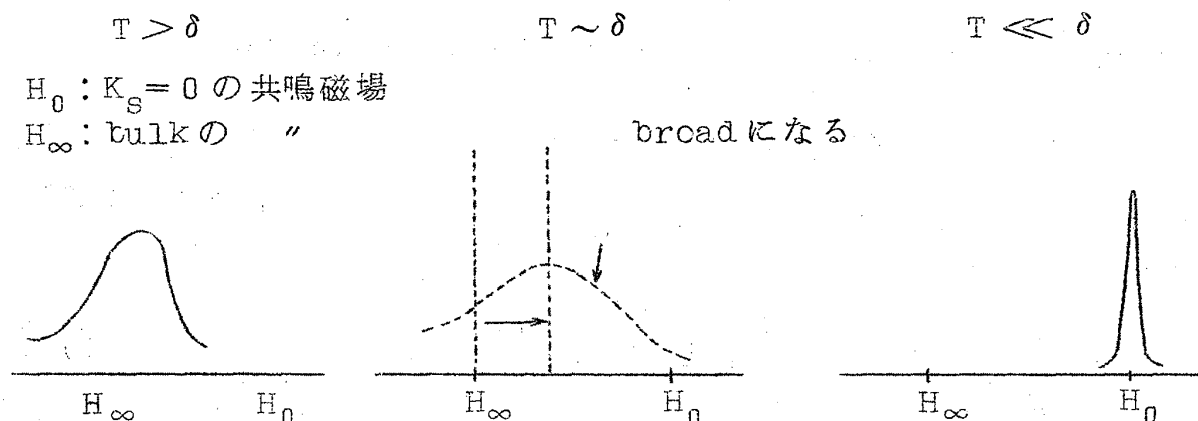
b) $N = \text{even}$ の場合

a) の場合 χ_{odd} の寄与は一つの粒子あたり $\frac{\mu^2}{T}$ で与えられるが K_S をきめるのは $\chi_V = \frac{\mu^2}{VT}$, すなわち単位体積あたりの帯磁率であるので粒子分布によって線巾が広がる。もしこの吸収線が観測できれば体積 V の分布がきめられる。

b) の場合は、 $T=0$ の極限で $\Delta H=0$, すなわち Knight shift $K_S=0$ となる。 $T>\delta$ なら $\chi=\chi_{\text{bulk}}$ となって K_S は bulk の試料と一致する。 $T\sim\delta$ の附近では χ が小さくなってきて shift が小さくなる。但しその温度域では吸収線に粒子集合体の inhomogeneous broadening が表われる。極端な場合は吸収線がみえなくなることもあるであろう。

研究会報告

$T \ll \delta$ は $\Delta H \rightarrow 0$ となって inhomogeneous broadening も消える。
これらの様子を第1図で図式的に表わしてみる。



Taupin³⁾ は LiF を中性子照射した後、熱処理して数原子層 $\times 30 \text{ \AA}^2$ 程度の微粒子を作り $\delta \sim 300^\circ \text{K}$ に相当するので室温で NMR の信号を観測し $K_S = 0$ の吸収線を見出した。

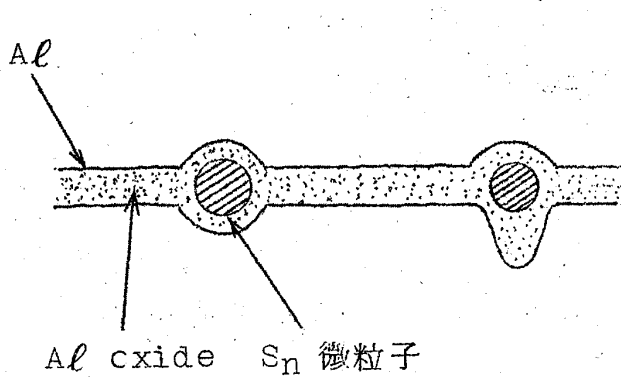
もし spin-orbit 相互作用がある程度以上大きいと低温でも χ は χ_{bulk} と一致してしまうので K_S は bulk の試料とかわらない。この問題は理論的に複雑なので、ここではふれないことにする。

次に超伝導体微粒子について考えてみる。

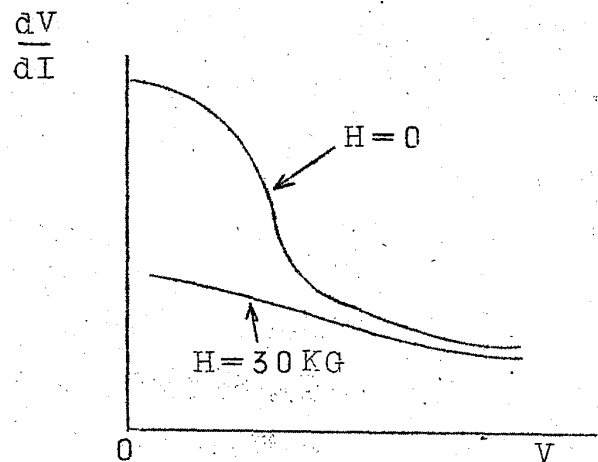
有限の系では厳密な意味では二次相転移とし、この超伝導状態を定義することはできないにしても、近似的には考え得る。Anderson によると ϵ_0 (bulk の場合の energy gap) $\ll \delta$ になると超伝導状態は起らないとしているが厳密な意味では明らかでない。

Giarver は S_n の微粒子で Tunneling 効果を測定した。第2図のような試料について測定した結果、第3図に示すような結果を得た。第3図で conductance がいちぢるしく磁場 H に依存しているので 25 \AA まで実験した結果では超伝導状態が存在していると主張した。この程度の粒子では $\delta \sim \epsilon_0$ になっているので Anderson の Criterion からははずれている。Meissner 効果の測定かうまくできれば確実な立証ができるであろう。

次に thin film の初期段階でできる island form が Oxide でつながっているような系を考える。



第 2 図



第 3 図

Al での実験結果では 5.7°K まで T_c が上がった例が報告されている。
⁴⁾ permeuter の理論では BCS 理論を discrete level の状態で解くのであるが、その結果によると微粒子ではかならず T_c があがると主張している。しかし理論として確からしいのは微粒子では phonon の spectrum がかわるために T_c が上ると考えるのが自然であろう。granular Superconductor の場合 H を加えて normal にし、あるいは normal の金属の granular film について film の面にそった conductance を測定すれば $E \sim e^2/R$ (R: 粒子半径) 程度の activation energy を得ることができるはずである。F_t についてこの種の hopping 伝導の例が報告されている。したがって前記 Al の granular Superconductor の場合も H をかけて hopping 伝導を測定すれば island farm になっているかどうか知り得るであろう。

超伝導体の場合には二つの問題があって、一つは bulk の状態での超伝導の性質が微粒子にしたときどう変化するか、又、他の一つは微粒子にした場合超伝導状態が存在し得るのかどうかである。これらの問題を意識的に実験を試みることが必要であろう。

文 献

- 1) 久保亮吾, 川畑有郷; 日本物理学会誌 23 (1968) 718
- 2) F. J. Dyson; J. Math. Phys. 3 (1962) 140, 175, 160
 E. P. Wigner; Ann. Math. 53 (1951) 36, 62 (1955) 548

3) C. Taupin ; J. Phys. Chem. Solids 28 (1967) 41

4) R. H. Pormeuter ; Phy. Rev. 146 (1968) 392

5

Insulator あるいは semiconductor 等における exciton の Bose condensation の現象を実験的にどうとらえるかに重点をおいた。

magnon, phonon 等では thermal equilibrium できる density が与えられる $\epsilon(K=0)=0$, $\mu=0$ (chemical potential) となって, N (数) が温度 T の函数として与えられる。liquid H_2 の場合には N が与えられて μ が温度 T とともにかわる。

Exciton の場合には Laser 光等で high density の Exciton を作ると, その life time と Excitation の数と T とから N が与えられ, そこから T をさげていくと Bose Condensation をおこす。

Blatt, Casella et al 等によると thermal particle の de Broglie 波長と Nearest neighbor の距離とが同程度になったところで Bose condensation がおこる。すなわち, (1) 式が与えられる。

$$N_c^{-\frac{1}{3}} \simeq h (M\mu \tau_c)^{-\frac{1}{2}} \quad (1)$$

$$M : m_e + m_h$$

M はほぼ electron の mass の程度であるので $N_c \sim 10^{-6} / \text{atcm}$ 程度で Bose condensation をおこす。

最近 Laser 技術の開発が進み, あらためてこの問題が話題になっている。次の順で話を進めていく。

(I) Exciton の Bose condensation の可能性とその条件

(II) どんな物質を選択するのが良いか

(III) Excitation の方法

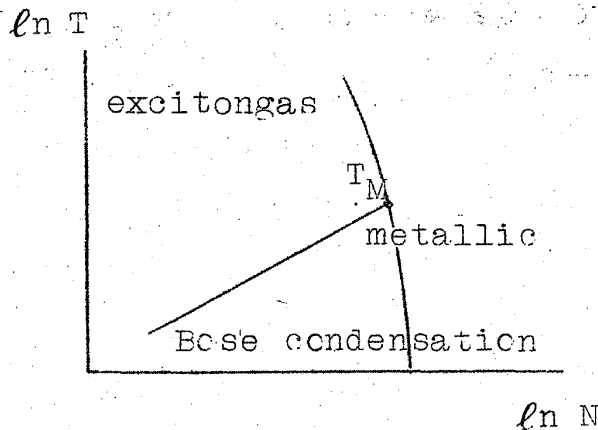
(IV) Bose Condensation の現象の観測方法

(I) electron-hole pair は一般に low density では bound state

にあって、insulator であるが、high density になると N_{Mott} のところで Mott Transition をおこして metallic になってしまう。したがって N_{Mott} より low density のところに注目する。

Exciton の半径を a_{ex} とすると、 N_{Mott} は (2) 式で与えられる。状態図は第 1 図に示す。

$$N_{\text{Mott}} \simeq (\Delta a_{\text{ex}})^{-3} \quad (2)$$



左図で (1) 式と (2) 式とから T_M は (3) 式で与えられる。

第 1 図

$$T_M \propto \frac{\kappa^2}{M\mu^2} \quad \kappa : \text{dielectric constant} \quad (3)$$

μ : reduced mass

$$N_{\text{Mott}} \propto \left(\frac{\mu}{\kappa}\right)^3 \quad M : \text{translational mass}$$

Mott Transition をおこさない範囲で、 T_M の高いところを実現するためには κ が大きく μ の小さい系、すなわち、large radius exciton の系を選ぶ。例えば G_e では a_{ex} が大きく

$$N_{\text{Mott}} \sim 10^{15}/\text{cc}$$

$$T_M \sim 1^\circ \text{K}$$

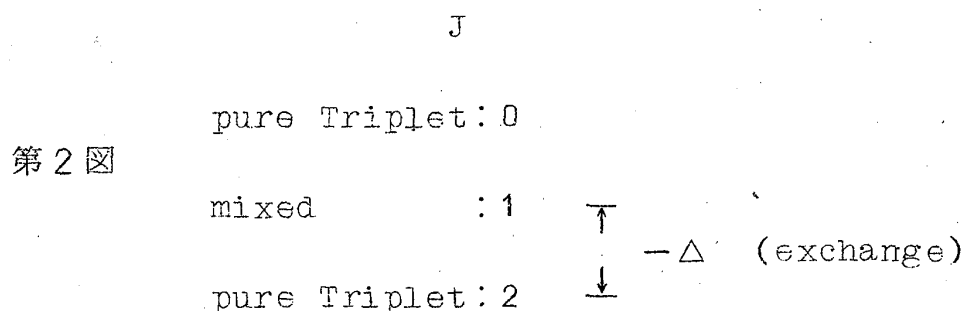
の程度になる。一般的に Narrow band で large radius の exciton の系を選択することは後に述べる意味でも有利である。

研究会報告

T_M で実際に Bose condensation が起こるかどうは困難な問題であるが、 H_e の混合には hard core があって、attractive force は小さく、Repulsive force が大きいことが重要である。exciton の場合には electron が化学的に飽和していないために Exciton molecule を作る可能性がある。これは electron と hole の mass ratio によるわけで hole mass が大きければ hydrogen like になるが、実際はかろうじて、つかまっている程度である。

ここで exciton の spin 状態を考えてみると electron の $J = \frac{1}{2}$ (s band) と hole の $J = \frac{3}{2}$ あるいは $\frac{1}{2}$ (p-band) が J-J coupling しているとする。

$J = 2$ が基底状態で、第 2 図のようになる。



半径の大きい exciton では Δ は小さくなり、 $T \rightarrow 0$ の場合には Triplet gas になり、spin をもった ground state の系でどう Bose condensation が起こるか興味がある。 Δ がかなり小さいので十分な低温でないかぎり混合ガスの状態になるであろう。

次に内部 energy が 10^4 °K くらいの particle の Kinetic energy が 1 °K 程度になり得るか、すなわち、光 energy が熱に変換しないかどうかの問題である。もし、exciton の life time τ が充分長く、(4) 式の不等式が成立するなら格子系と

$$\tau_{\text{thermalization}} \ll \tau \quad (4)$$

熱平衡に達し得る。そこで $1/\tau$ の原因について、いくつか重要なものを考えてみる。

② Auger process

二つの Exciton が collision によって一方の pair が消え、その energy によって他方が electron と hole とに分離する過程を考える。このときの $1/\tau$ は次式で与えられる。

$$1/\tau \propto N a_{\text{ex}}^{-13} k^{-9}$$

k : momentum

これは dipole-dipole Interaction で、きえる方が a_{ex}^{-3} で electron と hole の出合い chance が与えられ、分解する方は exciton level が広がっていると、きえる exciton の Energy をもらって広がり小さい上の Level k に上って分解する matrix element は小さくなる。このために大きい半径の exciton では matrix element 自身が小さくなり、 T_M の議論のところで述べたように有利な条件である。 $a_{\text{ex}} \sim 10 \text{ \AA}$ とすると、 $\tau \sim 1 \text{ sec}$ の程度になる。

③ radiative life time

この問題は観測のところでも問題になるが direct exciton の場合で a_{ex} が小さいとき $\tau \sim 10^{-8} \text{ sec}$ 程度である。通常は $\tau > 10^{-8} \text{ sec}$ をみたしている。Indirect process の場合には phonon を出さなければならないので $\tau \sim 10^{-5} \text{ sec}$ 程度となる。

これにくらべれば τ thermalization はもっとみじかく、(4) 式の不等式はみたしていると考えてよい。

〔Ⅲ〕 Excitation の方法

Excitation の方法は Laser 光を用いる。その ν は ground state から exciton band の底までの Energy に近いことが必要である。高い Energy の Exciton を作ったり、連続帯に excite したのでは thermalized energy が出て、昇温する結果になる。又、Laser 光の温度が強すぎると 2ν の excitation もおこる。

結局 N_{Mott} 以下の数の exciton を band の底部に作るように、Laser 光あるいは物質を選択する。

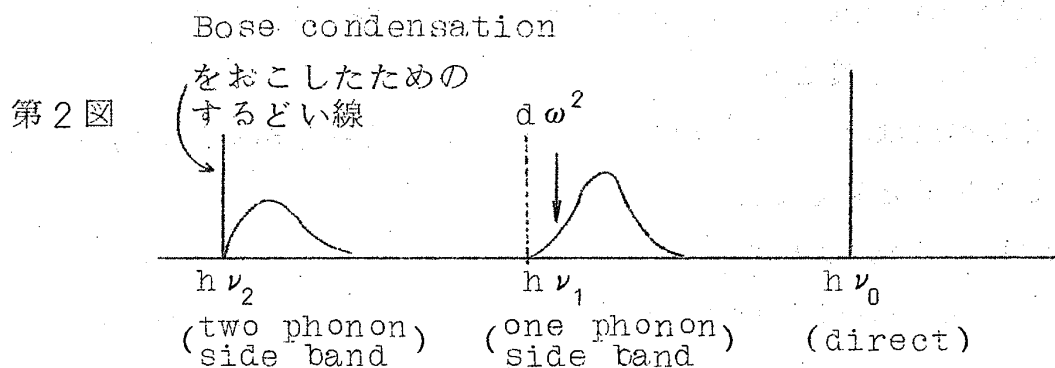
〔IV〕 観測の方法

上記の系は Quasi equilibrium であるので熱的な測定は不適当であって光学的測定をすべきである。Exciton 系が Bose Condensation をおこすと $k=0$ に Condense するので exciton の emission spectrum はするどくなるであろう。ところが emission spectrum は Selection Rule によって $k \neq 0$ の exciton は phonon を出して $k=0$ におち、するどい emission Spectrum しか与えない。

これら direct exciton から出るするどい emission 以外に momentum の selection Rule をみたさないで optical phonon を emit してから direct process でおちるものである。optical phonon の Energy を $\hbar\omega_0$ とすると、それに対応して one phonon side band 及び two phonon side band が見出されている。

これらの side band は Boltzman 分布を反映している。但し、one phonon process では transition の matrix element が k -dependent で ω^2 に比例し、 k の小さいところでは Boltzman 分布を正しく反映しない。この one phonon side band では Bose condensation をおこしても $k=0$ のところにするどい spectrum は得られないだろう。

これらの事情を図式的に示せば第2図のようになるであろう。



two phonon process では selection Rule がなくなって、直接分布を反映し、Bose Condensation をおこした場合には $k=0$ のところにするどい線があらわれるであろう。例えば塩化第一銅では one phonon, two phonon side band が観測されている。

「1°K以下の生成とその温度域での物理」

以上の他に 2b), 3b), 6) 等の発表が行なわれたが, ここでは詳しくふれないことにする。2b) では $\text{H}_e^3 - \text{H}_e^4$ 系に対して比熱測定等に関する実験計画的な話で, critical region のごく近くでの比熱に興味の中心をおいて実験計画をたてておられる。3b) については 3a) の最後に簡単にふれておいた。6) は $\text{T}_a - \text{R}_e$ 系合金でマクミランの式をかりて T_c 等の測定から r (電子比熱の係数) を estimate している。又, 最後の新庄氏は 1°K 以下の Mössbauer 効果を $\text{H}_e^3 - \text{H}_e^4$ dilution Refrigerator を使って観測する実験計画を話された。核整列の問題, 一次元, 二次元磁性体での short range order 等の問題, 稀薄合金の磁場依存性等, 主に Mössbauer 効果の観測時間に関する問題を通しての話があった。

最後に, 1°K 以下の実験物理のあり方に関する討論はとりやめられて, 最初のねらいのうちで重要な部分がぬけた感じであった。せっきくの理論の方の問題提起も討論の材料としては役立たなかった感じがする。それもおそらくは 1°K 以下の実験技術が断熱消磁の方法をのぞいてはあまり一般化していないことによって, 実験家の方が討論の素材をあまりもちあわせていないためかもしれない。

とにかくこの報告を書くにあたって, 全くの素人がひきうけたため, 不十分なことしかできなかったことをおわびしたい。

報告者 鈴木孝夫